Elektro-akustische Untersuchungen an elektro-magnetischen Lautsprechern

---

Inaugural-Dissertation

der mathematisch-naturwissenschaftlichen Abteilung der philosophischen Fakultät der Universität Basel zur Erlangung der Doktorwürde

vorgelegt von

Werner Lehmann

aus Utzenstorf (Bern)

BASEL

Buchdruckerei Emil Birkhäuser & Cie.

1933

Elektro-akustische Untersuchungen an elektro-magnetischen Lautsprechern

Inaugural-Dissertation

der mathematisch-naturwissenschaftlichen Abteilung der philosophischen Fakultät der Universität Basel zur Erlangung der Doktorwürde

vorgelegt von

Werner Lehmann

aus Utzenstorf (Bern)

BASEL

Buchdruckerei Emil Birkhäuser & Cie.

1933

Genehmigt von der mathematisch-naturwissenschaftlichen Abteilung der philosophischen Fakultät auf Antrag der Herren Professoren Dr. H. Zickendraht und Dr. A. Hagenbach.

Basel, den 6. Dezember 1932.

Prof. Dr. A. Buxtorf
Dekan.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Sonderabdruck aus Helvetica Physica Acta, VI. Jahrgang, Nr. 1, 1933.

Elektro-akustische Untersuchungen an elektro-magnetischen Lautsprechern

von **Werner Lehmann.**

Einleitung.

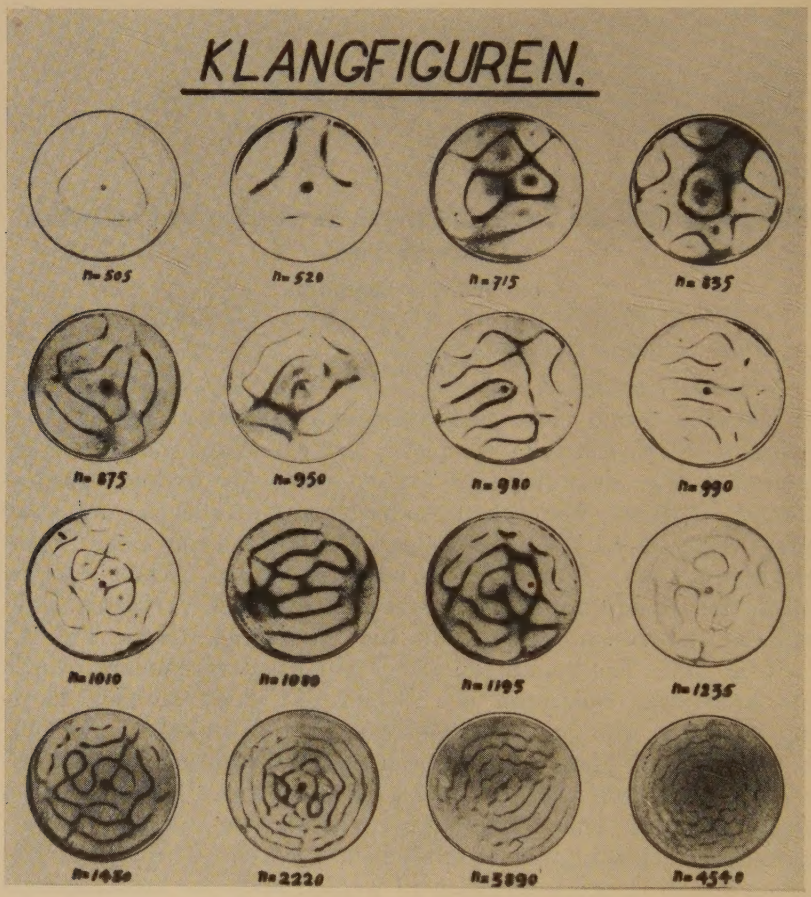
Werden durch einen elektromagnetischen Lautsprecher tonfrequente Wechselströme geschickt, so beobachtet man, dass die Spannung über dem Antriebs-System sowie der Strom, der dasselbe durchfliesst, spontanen Änderungen unterliegen und zwar immer dann, wenn die aufgeprägten Frequenzen mit einer Eigenschwingung des Schallsenders zusammenfallen. Dabei zeigen Strom und Spannung in der Regel verschiedenes Verhalten, d. h. während der Strom steigt, fällt die Spannung. (Siehe Fig. 1.)

Um diese Erscheinungen näher studieren zu können, wurde eine kreisrunde Membran aus Papier auf einen stabilen Holzring gespannt und von der Mitte aus zum Schwingen gebracht. So eingespannte Membranen weisen viele, sehr ausgeprägte Eigenschwingungen auf, welche an den CHLADNI'schen[1]) Klangfiguren erkennbar sind. Diese Klangfiguren liessen wir aus feinem aufgestreutem Messingpulver entstehen. Durch Beimengen von feinem Staub (Lykopodiumsamen) werden auch die Schwingungsbäuche deutlich markiert. Weil es praktisch unmöglich ist, eine Membran aus Papier völlig gleichmässig einzuspannen, zeigen die hier abgebildeten Klangfiguren keine ausgesprochene Symmetrie.

Die Knotenlinien der Klangfiguren stellen bekanntlich die ruhenden Partien der schwingenden Membran dar und bilden die Grenzen zwischen Flächenstücken, welche gegenphasig schwingen. Eine Membran, deren Flächenstücke sich alle in gleicher Phase bewegen, wird als Strahler erster Ordnung bezeichnet, es ist nur

eine Knotenlinie vorhanden, welche durch den festgeklemmten Rand der Membran gegeben ist. Wächst die Zahl der Knotenlinien, so steigt auch die Ordnungszahl des Strahlers.

Dies hat auf die Abstrahlung der Töne und damit auf den Wirkungsgrad des Lautsprechers einen grossen Einfluss. Infolge



Tafel I.

der gegenphasigen Bewegung zweier an eine Knotenlinie angrenzender Flächenstücke hat die über der Membran gelagerte Luft das Bestreben, über die Knotenlinie hin und her zu strömen. Dabei kommt ein gewisser Druckausgleich zustande, welcher als akustischer Kurzschluss bezeichnet werden kann. Dieser akustische Kurzschluss verringert die Abstrahlung sehr wesentlich.

Membranen, welche viele Knotenlinien aufweisen, demnach Strahlen höherer Ordnung entsprechen, sind deshalb als Schallantennen ungeeignet. Dies gilt nun auch für am Rande eingespannte Platten, welche aus diesem Grunde hohe Töne schlecht wiedergeben. Der Konstrukteur eines Lautsprechers wird darnach trachten, einen Schwinger zu schaffen, der bis zu möglichst hohen Frequenzen als starres Ganzes schwingt; alle Flächenelemente sollen sich wie beim Strahler 0ter Ordnung in gleicher Phase und mit derselben Amplitude bewegen. Aus einer Arbeit von M. J. O. Strutt[2]) ersehen wir, dass es gelungen ist, einen Konus zu schaffen, der obiger Bedingung bis zu Tönen von 2100 Hertz genügt. Im übrigen sind die Schwingungsformen von Konusmembranen erst in jüngster Zeit von H. Bencke[3]) mit Hilfe der Chladni'schen Klangfiguren untersucht worden.

In der Praxis werden heute zur Schallstrahlung fast ausschliesslich konische Membranen aus Papier verwendet, die am Rande ganz lose mit weichem Leder oder Stoff gefasst sind. Zur Unterdrückung des akustischen Kurzschlusses am Rande des Konus, wird das ganze Gebilde in eine starre Wand, eine sogenannte Schallwand, gesetzt.

Da es nicht möglich war, die Schalldruckmaxima und die zugehörigen Klangfiguren in der gleichen Messreihe zu bestimmen, waren zu deren Ermittlung zwei Messungen nötig. Eine erste lieferte die Schalldrucke in Abhängigkeit der Frequenz. In einer zweiten wurde die zu jedem Schalldruckmaximum gehörende Klangfigur photographisch festgehalten. Diese Art der Untersuchung bot anfangs Schwierigkeiten, da eingespannte Papiermembranen Alterungserscheinungen zeigen, welche sich darin äussern, dass die Eigenschwingungen der Membran nach tiefen Tönen hin verschoben werden; indem dieselben ein paar Tage vor Gebrauch eingespannt werden, kann dieser Fehler meist vermieden werden.

In der Fig. 1 ist das Resultat der beschriebenen Messung aufgetragen. Die Abszissenwerte bedeuten die Frequenzen, die Ordinaten, die zugehörigen Schalldrucke, bezw. Spannungen. Die Zahlen bei jedem Schalldruckmaximum bedeuten die Nummer der zugehörigen Klangfigur. Die Schwingungsform von Platten aus verschiedensten Materialien wurde von zahlreichen Physikern experimentell und theoretisch untersucht. Uns interessieren hier nur die Arbeiten, die sich auf die am Rande eingespannte, kreisförmige Platte beziehen.

Die ersten theoretischen Angaben über die am Rande eingespannte Kreisplatte, verdanken wir F. A. Schulze[4]). Seine

Theorie wurde später von H. Carrington[5]) noch etwas erweitert. Für Materialien mit grossem Elastizitätsmodul stimmten Experiment und Rechnung gut überein, dagegen nicht für Plattenmaterialien mit kleiner Elastizität, wie Papier, Glimmer usw., bei denen die Knotenlinien z. T. stetig ineinander übergingen. P. Debye[6]) ist es gelungen, die Erscheinung durch Überlagerung zweier benachbarter Schwingungen zu deuten. In neuerer Zeit

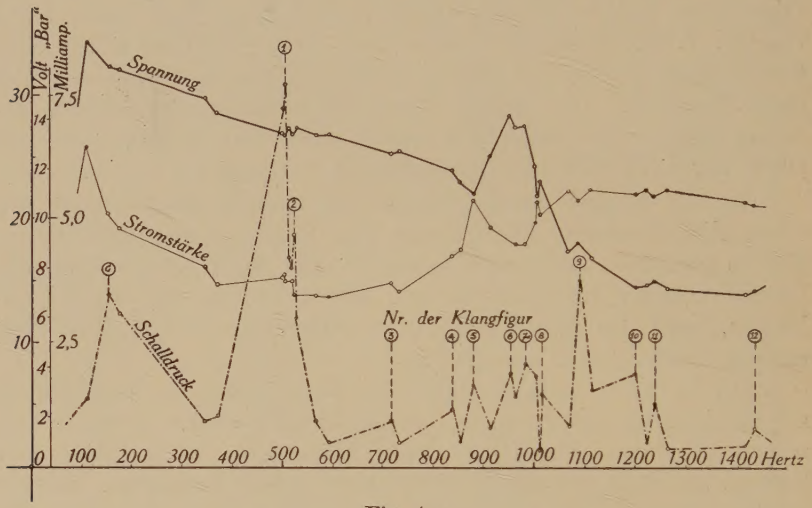


Fig. 1.
Lautsprecher mit Papier-Membran.

ist eine grössere Arbeit von G. Franke[1]) über erzwungene Schwingungen einer eingespannten kreisförmigen Platte erschienen. Alle erwähnten Publikationen lassen erkennen, dass es sehr schwierig ist, dem Problem theoretisch beizukommen, besonders dann, wenn es sich nicht um völlig homogene Plattenmaterialien handelt und sich der Einfluss der Art der Schwingungserregung nicht genau analytisch erfassen lässt.

Die Schwingungszahlen der hier abgebildeten Klangfiguren lassen keine ausgeprägte Gesetzmässigkeit erkennen. Bilden wir das Verhältnis der zu irgendeiner Chladni-Eigenschwingung gehörigen Frequenz zur Grundfrequenz, so erhalten wir die relative Schwingungszahl. Als solche Schwingungszahlen ergaben sich im vorliegenden Fall die Werte:

3,26; 3,36; 4,61; 5,38; 5,64; 6,13; 6,32; 6,39; 6,51; 6,96;
7,71; 8,60; 9,22; 14,13; 25,15; 29,30.

Theorie.

Zur Erklärung des in der Einleitung beschriebenen Verhaltens der elektrischen Grössen des tönenden Lautsprechers müssen wir einige theoretische Betrachtungen anstellen. Es soll sich vorerst nur um elektro-magnetische Schallsender handeln.

Die erste vollständige Telephontheorie verdanken wir H. Poincaré[8]). Im übrigen ist die Literatur über Telephone und Lautsprecher ausserordentlich umfangreich und soll hier nur summarisch aufgeführt werden. Wir verweisen auf die guten Zusammenstellungen im Handbuch der Physik[9]) und in dem hübschen Bändchen von H. Mönch[10]).

Spezielles Interesse verdienen die Arbeiten von W. Hahnemann und H. Hecht[11]). Diese behandeln das Telephon theoretisch als elektrischen *Transformator*, dessen primäre Wicklung die übliche Telephonspule darstellt, während die sekundäre, welche aus Selbstinduktion, Kapazität und ohmischem Widerstand besteht, die Wirkungen des schwingenden Ankers, bzw. der Membran ersetzt. Dabei treten Selbstinduktion und Kapazität anstelle der Membranelastizität, bzw. der Schwingungsmasse (Membran und mitschwingende Mediummasse).

Von den später erschienenen Publikationen seien noch diejenigen von H. Carsten[12]) und H. Lichte[13]) genannt, an die sich der nachfolgende theoretische Teil anlehnt.

Wir gehen von den beiden Poincaré'schen Gleichungen der Telephontheorie aus. Der erste Ansatz dieses Gleichungspaares lautet:

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + r\frac{dx}{dt} + \alpha \cdot x = M \cdot i\,. \qquad (1)$$

Darin bedeuten:

r = den Reibungskoeffizienten
α = die Direktionskraft
x = die Amplitude
t = die Zeit
i = die Stromstärke in der Wicklung
Durch die Grösse $M \cdot i$ wird die Kopplung des elektrischen Systems mit dem mechanischen ausgedrückt.
m = die im Mittelpunkt der Membran konzentriert gedachte Masse.

Sie wird von Poincaré (l. c.) als konstant angenommen, und zwar zu etwa dem fünften Teil der wahren Masse. Neuere Messungen von M. J. O. Strutt (l. c.), von M. C. Lachlan[14]) haben ergeben, dass diese Annahme nur so lange gilt, als die Membran sich nicht unterteilt, also keine Knotenlinien aufweist. Ist diese Forderung nicht mehr erfüllt, so tritt an Stelle der wahren Masse die soge-

nannte effektive Masse, welche immer kleiner ist als die wahre. Methoden zur Messung von m_{eff} sind in den vorerwähnten Arbeiten ausführlich angegeben. Als weitere Anteile von m kommen noch die Konstruktionsmasse (Anker und Hebelübertragung) sowie die mitschwingende Mediummasse hinzu.

Die zweite Gleichung der Poincaré'schen Theorie beschreibt die elektrischen Vorgänge und lautet:

$$R^* \cdot i + L^* \frac{di}{dt} + M \frac{dx}{dt} = E \,. \tag{2}$$

Darin bedeutet R^* den gesamten Verlustwiderstand des Apparates (ohmische-, Eisen- und akustische Verluste). L^* ist die Selbstinduktion bei festgehaltenem Anker, bzw. Membran. E ist der Spannungsabfall über der Wicklung, welcher mit dem durch Strom- und Membranbewegung induzierten Spannungen im Gleichgewicht steht.

Wir führen jetzt komplexe Rechengrössen ein und schreiben:

$$E = E_0 \cdot e^{j\omega t}; \quad i = i_0 \cdot e^{j\omega t}; \quad X = X_0 \cdot e^{j\omega t}; \quad j = \sqrt{-1} \,.$$

Gehen wir mit diesen Ansätzen in die Gleichungen (1) und (2) ein, so erhalten wir:

$$X[(\alpha - m\omega^2) + j\omega r] = M \cdot i_0 \tag{3}$$

$$i_0(R^* + j\omega L^*) + j\omega M X = E_0. \tag{4}$$

Nach Zusammenfassung von Gleichung (3) und (4) und Elimination der Amplitude X, können wir für den Scheinwiderstand des Apparates schreiben:

$$\mathfrak{Z} = \frac{E_0}{i_0} = R^* + \frac{r \cdot \omega^2 M^2}{(\alpha - m\omega^2)^2 + \omega^2 r^2} + j\omega \left(L^* + \frac{(\alpha - m\omega^2) \cdot M^2}{(\alpha - m\omega^2) + \omega^2 r^2} \right) \tag{5}$$

Zur Abkürzung führen wir ein:

$$\frac{r \cdot \omega^2 \cdot M^2}{(\alpha - m\omega^2)^2 + \omega^2 r^2} = R'; \qquad \frac{(\alpha - m\omega^2) \cdot M^2}{(\alpha - m\omega^2) + \omega^2 r^2} = L'$$

so dass Gleichung (5) jetzt lautet:

$$\mathfrak{Z} = R^* + R' + j\omega(L^* + L') \tag{5a}$$

Aus dieser Gleichung ist zu ersehen, dass sowohl der Leerlaufwiderstand R^* wie auch die Lehrlaufsinduktivität L^* durch die Bewegung der Membran bzw. des Ankers je ein frequenzabhängiges Zusatzglied erhalten.

Am meisten interessiert natürlich der Frequenzgang der elektrischen Grössen im Frequenzgebiet mechanischer Eigenschwingungen.

H. Carsten (l. c.) hat in einer Brückenanordnung den Scheinwiderstand und die Selbstinduktionen von Telephonen als Funktion der Frequenz direkt gemessen.

In der vorliegenden Arbeit wurde entsprechend einer andern Problemstellung ein anderer Weg eingeschlagen, welcher eingangs schon erläutert wurde. Uns interessiert hauptsächlich die Frequenzabhängigkeit von Stromstärke, Spannung und Phasenverschiebung. Kennen wir diese, so können wir Scheinwiderstand und Selbstinduktion sofort berechnen wie folgt:

Zunächst ermitteln wir die vom untersuchten Apparat aufgenommene elektrische Leistung nach dem bekannten Ansatz:

$$\mathcal{L} = i_{\text{eff}} \cdot e_{\text{eff}} \cdot \cos \varphi. \tag{6}$$

Andererseits können wir die Leistung auch schreiben:

$$\mathcal{L} = i_{\text{eff}}^2 \cdot R^* \tag{7}$$

wobei R^* die Summe aller Verlustwiderstände (ohmische-, Eisen- und akustische Verluste bedeutet).

Subtrahiert man von diesen R^*-Werten den rein ohmischen Widerstand R_Ω, so bleiben die Eisen- und akustischen Verluste übrig, wobei letztere, wie wir später sehen werden, praktisch vernachlässigt werden können. Es ist:

$$i^2(R_\Omega + [R_E + R_{AK}]) = \mathcal{L}$$

und daher:

$$(R_E + R_{AK}) = \frac{\mathcal{L}}{i^2} - R_\Omega. \tag{8}$$

Eine weitere Trennung der Eisenverluste in Hysterese- und Wirbelstromanteil ist uns nicht möglich, weil wir den Verlauf des Scheinwiderstandes in Abhängigkeit der Frequenz und bei ruhendem Anker nicht kennen.

Es ist äusserst schwierig, einen schwingenden Systemanker so vollkommen abzubremsen, dass er wirklich keine Leistung mehr aufnimmt, weshalb sogenannte Leerlaufversuche aufgegeben wurden. Wir glauben auch, dass die Abbremsung der Membranen bei den Leerlaufversuchen von H. Carsten nicht durchaus genügend war, wie die Schwankungen der Widerstandswerte, welche theoretisch nur in sehr geringem Masse frequenzabhängig sein sollen, um $\pm 50\%$ um den Mittelwert anzudeuten scheinen. Im

übrigen spielt die Trennung der Eisenverluste für uns keine wesentliche Rolle.

Wichtig ist aber der Verlauf der Selbstinduktionskurve, die wir aus den gemessenen Grössen ohne weiteres finden können. Wir setzen:

$$e = i \cdot R$$

wobei

$$R = \sqrt{R^{2*} + \omega^2 L^2}$$

daraus ergibt sich die Selbstinduktion zu:

$$L = \frac{\sqrt{\left(\frac{e}{i}\right)^2 - R^{*2}}}{\omega} . \qquad (9)$$

Damit kennen wir alle Grössen, welche zur Erklärung der in der Einleitung beschriebenen Strom- und Spannungsschwankungen nötig sind und können daran gehen, deren Verlauf für die Frequenzgebiete einiger ausgeprägter Eigenschwingungen eines Lautsprechers zu messen. Dazu eignete sich vorzüglich ein aus einer kreisrunden, eingespannten Celluloidmembran und einem 4-poligen Antriebsystem (Blaupunkt) gebildeter Lautsprecher. Die Messungen wurden in der Frequenzgegend von 1116 Hertz bis 1275 Hertz gemacht, in welcher eine typische Resonanzstelle bei 1215 Hertz auftrat. Die zu untersuchenden Frequenzintervalle werden leider infolge gegenseitiger Überlappung der Resonanzkurven der einzelnen Eigentöne etwas eingeengt. Im nachfolgenden seien die Resultate einer solchen Messung in Kurven zusammengestellt und diskutiert.

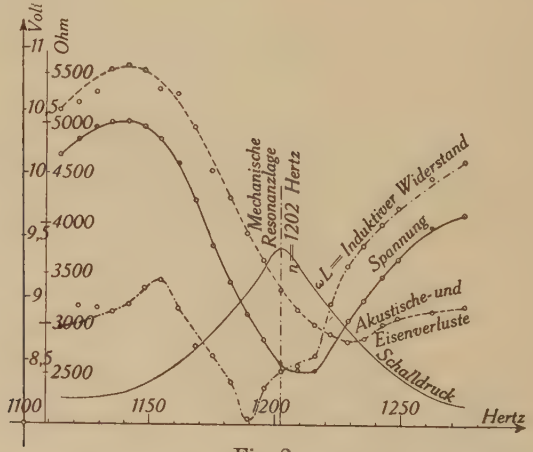


Fig. 2.
Elektrische Grössen bei mechanischer Resonanz des Lautsprechers.

In einer ersten Kurvenserie betrachten wir die Frequenzabhängigkeit von Spannung, Schalldruck, Selbstinduktion und Verlustwiderstand. Die Ergebnisse stimmen befriedigend mit denjenigen von H. Carsten überein, auch quantitativ, wenn man die konstruktiven Daten des hier untersuchten Schallsenders berücksichtigt.

Wenden wir uns zunächst der Spannungskurve zu: Sie steigt ausserhalb der Resonanzstelle zunächst an, erreicht bei 1140 Hertz ein Maximum, sinkt dann ziemlich regelmässig bis zur Eigenfrequenz der Membran, um nachher wieder anzusteigen. Die Schalldruckwerte, welche in festem Aufpunkt ca. 20 cm vor der Membran mit einem Mikrophon gemessen wurden, durchlaufen eine typische Resonanzkurve. Wir bemerken, dass Schalldruckmaximum und Spannungsminimum etwa 10 Hertz auseinander liegen. Diese Erscheinung ist dadurch leicht zu erklären, dass die

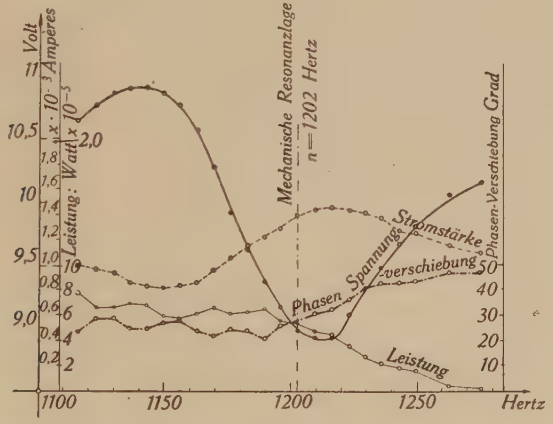


Fig. 3.

Elektrische Grössen bei mechanischer Resonanz des Lautsprechers.

Membran die maximale Energie unmittelbar vor Ausbildung der Knotenlinien abstrahlt; sind letztere aber vorhanden, so geht die Membran in einen Strahler höherer Ordnung über, wodurch wie früher beschrieben, die abgegebene Schallenergie verringert wird. Trotzdem kann die Amplitude des Membranmittelpunktes beim Spannungsminimum grösser sein als bei der Frequenz mit maximaler Schallstrahlung.

Betrachten wir nun die Selbstinduktionskurve: Wir sehen dabei, dass ihr Maximum nicht bei der Frequenz des Spannungsminimums oder des Schalldruckmaximums liegt. Die Selbstinduktion bildet daher kein hinreichendes Kriterium der Ermitt-

lung der Lage einer Eigenschwingung, eine Beobachtung, die auch von H. Carsten gemacht wurde.

Schliesslich gibt uns die R^*-Kurve ein Bild für den Verlauf des Scheinwiderstandes der Anordnung. Sein Minimum liegt bei einer höheren Frequenz als der Eigenschwingung des Systems zukommt.

In einer zweiten Kurvenserie betrachten wir die Frequenzabhängigkeit der Spannung, der Stromstärke, der Phasenverschiebung zwischen diesen beiden Grössen, sowie der Leistung. Die Stromstärken durchlaufen eine Resonanzkurve, ihr Maximum liegt genau bei der dem Spannungsminimum zukommenden Frequenz. Die Phasenverschiebungskurve verläuft im allgemeinen parallel zu derjenigen der Selbstinduktion, beide Kurven haben ihr Minimum bei der nämlichen Frequenz. Auch das Phasenverschiebungsminimum gibt, wie das der Selbstinduktion, keinen sichern Hinweis auf das Vorhandensein mechanischer Resonanz. Der Anstieg des Phasenwinkels im Frequenzgebiet um 1180 Hertz herum lässt sich leicht durch die rapide Abnahme des Verlustwiderstandes R^*, welcher ja auf die Phasenverschiebung Einfluss hat, erklären. Die Leistungskurve zeigt mit Ausnahme eines nicht sehr ausgeprägten Maximums bei der Frequenz kleinster Selbstinduktion einen fallenden Verlauf.

Die oben wiedergegebenen Kurven ermöglichen es nun, zu erklären, warum Spannung bzw. Stromstärke in der eingangs erwähnten Weise durch die mechanischen Eigenschwingungen eines elektro-magnetischen Systems beeinflusst werden.

Der Spannungsverlauf ist durch den Gang des komplexen Scheinwiderstandes des Apparates bedingt. Für die Spannung können wir schreiben:

$$E = i \cdot R, \quad \text{wobei} \quad R = \sqrt{R^{*2} + \omega^2 L^2} \quad \text{ist}.$$

Bei konstantem Strom ist ihr Wert nur noch von R abhängig. Sehen wir uns nun die R^*- und die ωL-Kurve in der Resonanzgegend an, so bemerken wir, dass der rein induktive Widerstand ωL im Steigen, der Verlustwiderstand R^* dagegen im Fallen begriffen ist. In den weitaus meisten Fällen ist nun das Gefälle von R^* an der Resonanzstelle grösser als das Steigungsmass von ωL, weshalb der Scheinwiderstand R bei der Frequenz mechanischer Resonanz seinen kleinsten Wert annimmt. Unter diesen Umständen, bei denen sich die Spannung an der Resonanzstelle nicht änderte, oder gar schwach anstieg (grössere Spannungszunahmen wurden nie beobachtet), wird vermutlich der induktive

Widerstand ωL in stärkerem Masse ansteigen, als die Verluste R^* abfallen, wodurch der Scheinwiderstand R und damit die Spannung aus denselben Gründen wie oben anwachsen.

Wir sahen, dass der Scheinwiderstand auch die akustischen Verluste miteinschliesst, und es ist deshalb interessant zu untersuchen, welche Rückwirkung die akustischen Strahlungsvorgänge auf den elektrischen Teil eines Schallsenders haben. Zur Klärung dieser Frage wurden zunächst Versuche unternommen, bei welchen die akustisch abgegebene Energie sehr gering ist und ohne Bedenken vernachlässigt werden kann.

Diese Bedingung ist bei der schwingenden Saite in hohem Masse erfüllt, ausserdem zeigt sie sehr ausgeprägte Eigenfrequenzen. Wir haben daher folgende Anordnung getroffen: Eine Stahlsaite von 60 cm Länge und 0,1 mm Durchmesser wurde auf einen massiven T-Balken gespannt, wobei das eine Ende mit dem Antriebhebel eines magnetischen Lautsprecher-Systems verbunden wurde, während das andere Ende auf einem starken eisernen Steg festgeklemmt war. Wird eine derart montierte Saite in einer ihrer Eigenfrequenzen longitudinal angeregt, so schwingt sie, wie F. Melde[15]) schon im Jahre 1860 gezeigt hat, transversal.

Das Antriebsystem wurde in bekannter Weise mit dem Tongenerator erregt, dann wurde Strom, Spannung und Phasenverschiebung in der erwähnten Art gemessen. Die Amplitude konnte mit genügender Genauigkeit an einem auf einen ebenen Spiegel geklebten Masstab abgelesen werden.

Diese Versuche lieferten die nachfolgend in Kurven gegebenen Resultate. Als Abszisse ist die Frequenz aufgetragen, die Ordinaten zeigen den Verlauf von Spannung, Stromstärke, Phasenverschiebung und Amplitude.

Wir sehen sogleich, dass die Verhältnisse qualitativ dieselben sind wie bei der schwingenden Membran. Spannungs- und Stromkurve zeigen in den Resonanzpunkten den bekannten Abfall bzw. Anstieg. Sehr hübsch treten bei diesen Untersuchungen die Phasenverschiebungsminima an den Resonanzstellen hervor. Die Amplituden steigen zuerst rasch, dann langsamer an, um dann spontan auf Null abzufallen.

Die zu ihnen gehörigen Schwingungsformen der Saite sind schematisch eingezeichnet.

Wichtig ist es nun zu entscheiden, welche Rückwirkungen die akustische Strahlung auf das elektrische System des Schallsenders ausübt. Darüber erhält man Aufschlüsse durch Experi-

mente, welche gestatten, die akustischen Abstrahlungsverhältnisse unter sonst gleichen Bedingungen zu ändern.

Zu diesem Zwecke wurde ein Lautsprecher vor einen abstimmbaren Resonator (Glasrohr mit verschiebbarem Stempel)

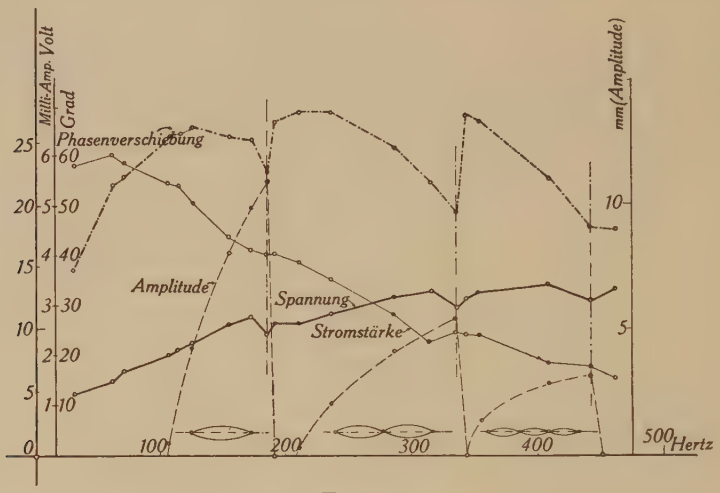


Fig. 4.
Saiten-Versuche.

gesetzt. Für eine bestimmte Frequenz wurden hier auf die elektrischen Daten einmal für den abgestimmten, dann für den nicht abgestimmten Resonator gemessen. Dies lieferte die in der untenstehenden Tabelle zusammengestellten Resultate.

Tabelle.

Versuch	n Hertz	Spannung Volt	Strom M-Amp.	R* Ohm	Δ R* Zunahme	Δ L Abnahme	Phasen-Winkel
m. R.	365	11,45	1,72	5430	+ 1,3%	−8,06%	35,3°
o. R.		11,65	1,70	5360			38,3°
m. R.	655	10,35	1,23	5855	+ 1,6%	−8,0%	47°
o. R.		10,60	1,20	5755			49,3°
m. R.	945	10,10	0,90	7710	+ 0,6%	−6,8%	46,5°
o. R.		10,20	0,88	7670			48,5°

m. R. = Abgestimmter Resonator
o. R. = Nicht abgestimmter Resonator.

Das Abstimmen des Resonators rief eine Spannungserniedrigung und einen Anstieg der Stromstärke hervor. Demnach muss der Scheinwiderstand des elektrischen Systems kleiner geworden sein. In diesem Falle wurde dies durch die Abnahme der Selbstinduktion bedingt. Der Verlustwiderstand dagegen ist, weil doch die akustisch abgegebene Leistung erhöht wurde, etwas gestiegen. Auf alle Fälle sehen wir, dass die akustische Rückwirkung, wenigstens bei den hier zur Verfügung stehenden Schalleistungen relativ gering ist.

Nicht allein elektro-magnetische, sondern auch elektro-dynamische Systeme werden durch die Änderung der akustisch abgegebenen Energie beeinflusst. Dies zeigten Untersuchungen an einem elektro-dynamischen Lautsprecher. Die im radialen, homogenen Feld eines Topfmagneten mit einem am Rande lose befestigten Papierkonus fest verbundene, eisenfreie Spule wurde von Wechselströmen eines Tongenerators durchflossen und dadurch in Schwingungen versetzt. Ihre Schwingungsweite liess sich mit Hilfe eines an ihr befestigten Spiegelchens optisch bestimmen. Nun wurde im Frequenzgebiet von 160—305 Hertz, in welchem keine Eigenfrequenz des Lautsprechers lag, die Frequenzabhängigkeit von Spannung und Stromstärke über bzw. in der Spule bestimmt. Letztere hatte bei Zimmertemperatur einen Ohm'schen Widerstand von 5,57 Ohm. Die Spannung wurde mit einem Röhrenvoltmeter, die Stromstärke mit einem Hitzdrahtinstrument ermittelt. Die Phasenverschiebungen waren unmessbar klein. Untenstehende Kurven zeigen, dass sich Stromstärke und Spannung fast kontinuierlich ändern, während der Scheinwiderstand R' und die Induktanz ωL praktisch konstant bleiben.

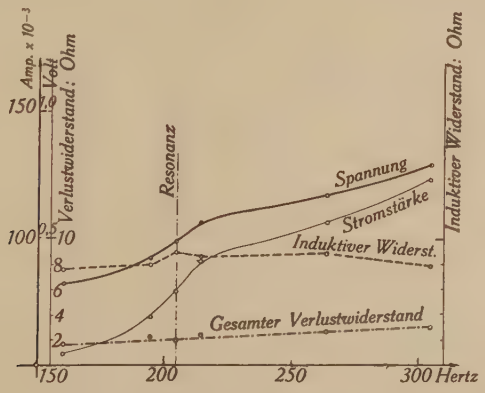


Fig. 5.
Resonator-Untersuchung.

Die gleichen Messungen wurden nun wiederholt, wobei aber ein parallelepipedischer Resonator mit einem Hohlvolumen von 5480 cm³ und einer kreisrunden Öffnung von 12,5 cm Durchmesser vor den Lautsprecher gebracht wurde. Der Eigenton dieses Resonators, welcher zur Messung der Amplitude der Lautsprecherspule ein Glasfenster besass, lag bei 205 Hertz, also in dem zu untersuchenden Frequenzband. Sehen wir uns nun die Kurven an, welche aus diesen Messungen hervorgingen.

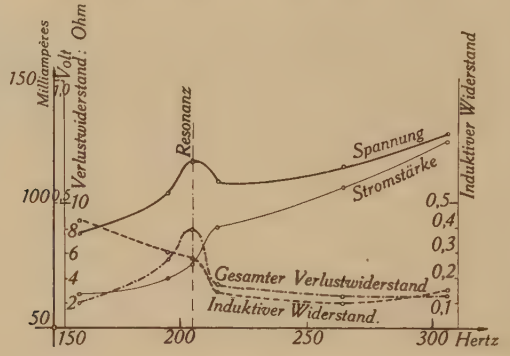


Fig. 6.
Resonator-Untersuchungen.

Die Stromstärke verhält sich normal und bietet nichts Neues, dagegen zeigt die Spannung ein deutliches Maximum in der Eigenfrequenz des Resonators. Berechnen wir jetzt in der gewohnten Weise den Scheinwiderstand R', so bemerken wir, dass derselbe zunächst bis zu einem Maximum bei 205 Hertz ansteigt und hernach wieder abfällt. Denselben Gang zeigte auch die (hier nicht eingezeichnete) Amplitude der Spule. Sie war beim ersten Versuch praktisch konstant und betrug 10^{-3} cm, während sie beim vorgesetzten Resonator auf $3 \cdot 10^{-3}$ cm anstieg.

Eine kleine theoretische Betrachtung zeigt leicht, warum bei steigender Spulenamplitude der Scheinwiderstand der Anordnung grösser werden muss. Bezeichnen wir die Amplitude der Spule mit x, den Radius derselben mit r, so ist die Fläche, welche die zunächst auf eine einzige Windung reduzierte Spule bei der Bewegung überstreicht, gegeben durch:

$$q = 2 \cdot \pi r x \,. \tag{10}$$

Der magnetische Fluss ist:

$$\Phi = q \cdot \mathfrak{B} = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot x \cdot \mathfrak{B} \tag{11}$$

wobei $\mathfrak{B}$ die magnetische Induktion im Ringspalt des Topfmag-

neten bedeutet. Demzufolge ist die geweckte Gegen-EMK für eine Spule von Z Windungen zu setzen:

$$e = -Z\frac{d\Phi}{dt} = -2\pi \cdot r \cdot Z \cdot \mathfrak{B}\frac{dx}{dt} \qquad (12)$$

$\frac{dx}{dt}$ ist aber die Geschwindigkeit der Spule, sie kann auch geschrieben werden:

$$\frac{dx}{dt} = a \cdot \omega$$

wobei ω die Kreisfrequenz und a die Spulenamplitude bedeuten.

Die induzierte Gegen-EMK ist demnach direkt proportional der Spulenamplitude. Um bei steigender Schwingungsweite und konstanter Frequenz einen gegebenen Strom durch die Spule zu treiben, muss infolge der grösseren Gegen-EMK eine höhere Spannung angelegt werden, was sich in einer scheinbaren Widerstandsänderung äussert. Wir können hier von einer Art Ankerrückwirkung sprechen.

Die eben besprochene Rückwirkung tritt naturgemäss auch beim elektro-magnetischen System auf, sie wird aber durch die im Resonanzfall stark sinkenden Eisenverluste überkompensiert, so dass der gesamte Scheinwiderstand bei mechanischer und akustischer Resonanz fällt.

Wie sich ein elektro-dynamisches Lautsprechersystem bei seinen mechanischen Eigenfrequenzen verhält, ist von M. C. Lachlan (l. c.) eingehend untersucht worden.

Die Apparatur.

Aufbau und Wirkungsweise eines Antriebsystems.

Zunächst soll ein Antriebsystem von sogenanntem Creed-Typus beschrieben werden, wie es heute in den meisten magnetischen Lautsprechern verwendet wird.

Die Pole N, S eines starken permanenten Hufeisenmagneten tragen zwei U-förmige Polschuhe, in deren Luftzwischenräumen der um den Punkt D drehbare Anker schwingen kann. Dieser Anker besteht aus weichem Eisen und ist durch eine elastische Hebelübertragung mit der Lautsprechermembran verbunden. Er führt keinen konstanten magnetischen Fluss, sofern die beiden fest angeordneten Spulen nicht vom Anoden-Ruhestrom des Verstärkers durchflossen werden. Der Widerstand der Wicklung beträgt 1020 Ohm bei Zimmertemperatur.

Ein solches System arbeitet nun folgendermassen: Zu einer bestimmten Zeit fliesse der Strom in der unten angedeuteten Weise, so dass der Anker wie bezeichnet polarisiert wird. Das dem konstanten Feld des permanenten Magneten überlagerte Wechselfeld des Ankers addiert sich an den Polen b und c zum konstanten Feld, während es sich bei a und b von demselben subtrahiert.

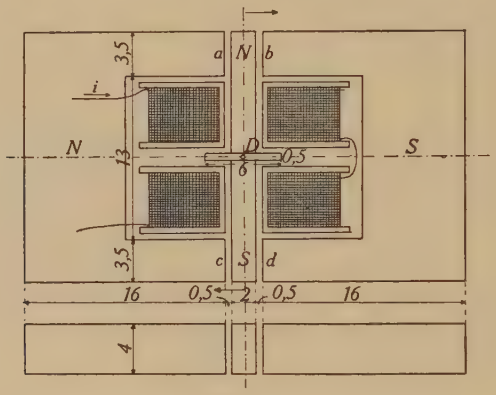


Fig. 7.
Elektro-Magnetisches „Blaupunkt"-System. Creed-Typus.

Die Kraft an den Polen b und c setzen wir proportional

$$(\Phi_0 + \Phi \cdot \sin \omega t)^2$$

diejenige bei a und d proportional

$$(\Phi_0 - \Phi \cdot \sin \omega t)^2 .$$

Die resultierende Kraft ergibt sich als Differenz dieser beiden Ausdrücke zu

$$K \approx 4\, \Phi\Phi_0 \cdot \sin \omega t . \qquad (13)$$

Das System eignet sich also zur frequenzgetreuen Widergabe, da in obigem Ausdrucke nur Glieder mit der aufgeprägten Frequenz vorkommen.

Der Tongenerator.

Zur Erregung der elektro-magnetischen Antriebsysteme und der Lautsprecher bedurfte ich einer tonfrequenten Stromquelle. Die Anforderungen, denen eine solche genügen muss, sind folgende: Erstens sollen die von ihr abgegebenen Ströme möglichst sinusförmig verlaufen, das Frequenzband soll kontinuierlich variierbar

sein und die ganze Anordnung soll sowohl bezüglich Frequenz wie Intensität konstant bleiben, d. h. eichbar sein.

In den Vorversuchen fand ein Röhrengenerator in der bekannten Dreipunkt-Schaltung Verwendung. Der Schwingungskreis desselben bestand aus einer eisenfreien Selbstinduktionsspule (L ca. 1,2 Henry) und einem in sehr weiten Grenzen abstimmbaren Kondensator. In der Folge stellte es sich heraus, dass die erzeugten Ströme zu reich an Oberschwingungen waren, zudem liess sich die Frequenz nur in geringem Umfange kontinuierlich variieren. Aus diesen Gründen wurde dieser Generator als ungeeignet beiseite gestellt.

Weitere Versuche stellte ich mit sogen. Tonfrequenzplatten, welche von den „His Masters Voice-Werken" fabriziert werden, an. Es handelt sich hier um eine Serie von 15 Grammophonplatten, auf welchen insgesamt 100 reine Töne von gegebener, konstanter Amplitude und Frequenz festgehalten sind. Bei 78 Umdrehungen pro Minute entspricht der tiefste Ton einer Schwingungszahl von 25, der höchste einer solchen von 8400 Hertz.

In üblicher Weise wurden die auf diesen Platten festgehaltenen Schwingungen mit Hilfe eines Tonabnehmers in konforme Wechselströme verwandelt und dann bis zu der gewünschten Intensität niederfrequent verstärkt.

Leider lieferte diese Anordnung kein kontinuierliches Frequenzband und liess sich daher für meine Untersuchungen nicht gebrauchen. Es existiert freilich eine sogen. Gleittonplatte (Lindström-Konzern), welche mit einem fallenden Ton von 6000 bis hinunter zu 100 Hertz beschrieben ist, derart, dass das Produkt aus Amplitude und Frequenz konstant bleibt. Bei konstanter Geschwindigkeitsamplitude muss dann ein idealer Tonabnehmer stets dieselbe EMK abgeben. Durch Verstärkung dieser Spannungen lässt sich so ein Tongenerator mit kontinuierlichem Frequenzspektrum herstellen, die Möglichkeit, eine gewünschte Frequenz längere Zeit festzuhalten, ist jedoch nicht vorhanden. Im fernern sind die von dieser Apparatur gelieferten Ströme wesentlich durch die Frequenzcharakteristik des Tonabnehmers bedingt.

Die Frequenzplatten sind ein geeignetes Hilfsmittel zur raschen, orientierenden Prüfung von Schallsendern, dagegen taugen sie kaum für genauere Messungen, geben doch die Hersteller selbst mögliche Fehler bis zu 30% an.

Tatsächlich zeigten E. Meyer und G. Buchmann[16]), welche ein optisches Verfahren zur direkten Bestimmung der Geschwindigkeitsamplitude ausarbeiteten, dass die vorkommenden Ab-

weichungen so gross sind, dass sich die Frequenzplatten für präzisere Untersuchungen nicht empfehlen.

Die Nachteile der oben beschriebenen Tongeneratoren bewogen mich, eine tonfrequente Stromquelle zu konstruieren, welche auf dem Überlagerungsprinzip beruht.

Dieselbe besteht im wesentlichen aus 2 getrennten Röhrensendern in Meissner-Schaltung, welche auf einen angekoppelten Kreis, bestehend aus 2 Spulen, den Empfangskreis wirken. Die Generatoren sollen sich dagegen nicht gegenseitig direkt beeinflussen. Der eine Sender erzeugt eine feste Frequenz von ca. 100 Kilohertz, während der andere im Bereiche von 100—110 Kilohertz abgestimmt werden kann.

(Literatur, vgl. die Nummern 17—19).

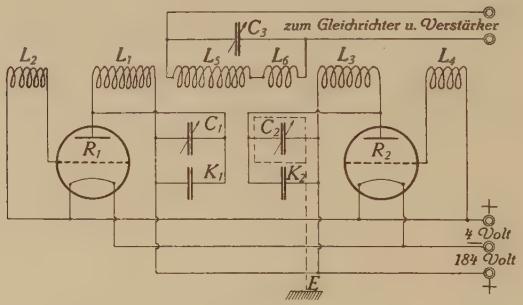


Fig. 8.

Schaltung des Tongenerators.

L_1 bis L_6 = Spulen
C_1, C_2, C_3 = Variable Kondensatoren
K_1 und K_2 = Feste Kondensatoren
R_1 und R_2 = Telefunken-Röhren; Type RE 084.

Die Abstimmung erfolgt durch kontinuierliche Änderung der Kapazität eines Drehkondensators C_1 im Bereiche zwischen 30 und ca. 500 cm Kapazität. Haben die beiden auf den Empfangskreis wirkenden Hochfrequenzkomponenten ungleiche Schwingungszahlen, so entstehen in ihm Schwebungen, deren Frequenz gleich der Differenz der beiden hochfrequenten Schwingungszahlen ist.

Aus später anzuführenden Gründen wird das Amplitudenverhältnis der Hochfrequenzkomponenten nicht 1 : 1, sondern etwa 5 : 1 gemacht.

Durch geeignete Wahl der Windungszahlen der beiden Kopplungsspulen L_5 und L_6 des Empfangskreises und durch Abstimmen desselben auf die Frequenz der stärkeren Komponente ist dies leicht erreichbar.

Die Vorgänge im Empfangskreis sind in Wirklichkeit verwickelter als sie gelegentlich erklärt werden. M. v. Ardenne (l. c.) stellt sich die Hochfrequenzkomponente mit der grösseren Amplitude als Trägerwelle vor, die mit der Schwebungsfrequenz moduliert sei. Diese Ansicht ist nur sehr angenähert zulässig.

Nach E. Waetzmann[20]) lässt sich die Erscheinung analytisch wie folgt darstellen. Mit Helmholtz können wir die resultierende Amplitude y von zwei Partialschwingungen mit den Amplituden A und B und den Schwingungszahlen p und q ansetzen zu:

$$y = A \cdot \sin 2\pi pt + B \cdot \sin 2\pi qt \tag{14}$$

oder in der Form:

$$y = C \cdot \sin [2\pi(pt - \varepsilon)] \tag{15}$$

dabei ist:

$$\left.\begin{aligned} A + B\cos 2\pi(p-q)t &= C \cdot \cos 2\pi\varepsilon \\ B \cdot \sin 2\pi(p-q)t &= C \cdot \sin 2\pi\varepsilon \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

daraus ergibt sich:

$$C = \sqrt{A^2 + B^2 + 2A \cdot B \cdot \cos 2\pi(p-q)t} \tag{17}$$

und ε wird:

$$\varepsilon = \frac{1}{2\pi} \text{arc. tg} \frac{B \cdot \sin 2\pi(p-q)t}{A + B \cdot \cos 2\pi(p-q)t} \tag{18}$$

wobei C in (15) und ε in (16) noch Funktionen von t sind. Nach Helmholtz Taylor ist die Frequenz der durch (15) gegebenen Schwingung in jedem Moment gegeben durch:

$$p - \frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{pA^2 + qB^2 + (p+q)A \cdot B \cdot \cos 2\pi(p-q)t}{A^2 + B^2 + 2AB \cdot \cos 2\pi(p-q)t}. \tag{19}$$

Daraus ersehen wir, dass sich im Empfangskreis eine resultierende Schwingung veränderlicher Frequenz und variabler Amplitude ausbildet und zwar schwankt die letztere im Rhythmus der gewünschten Schwebung.

Da die von einem Tongenerator gelieferten niederfrequenten Ströme möglichst sinusförmig verlaufen sollen, so ist es in erster Linie nötig, dass die hochfrequenten Komponenten obertonfrei sind. Die Kennlinien der Generatorröhren dürfen also nur im geradlinigen Teil ausgesteuert werden, so dass ausschliesslich Schwingungen erster Art entstehen. Dies erreicht man am einfachsten durch möglichst lose Kopplung von Gitter- und Anodenkreis der Sender und Verlegen des Arbeitspunktes in die Mitte

des geradlinigen Teils der Röhrencharakteristik. Die letztere Forderung ist beim vorliegenden Gerät bei günstiger Wahl der Anodenspannung automatisch befriedigt. Obertöne zu vermeiden ist sehr schwierig, jedoch dürfte deren Intensität bei dem hier beschriebenen Apparat 5% der Grundschwingung nicht übersteigen.

Es wurde im Anfang dieser Beschreibung hervorgehoben, dass sich die beiden Generatoren nicht gegenseitig direkt beeinflussen

Fig. 9.
Ansicht des fertigen Tongenerators.
L_1 bis L_6 = Spulen
C_1 bis C_3 = Drehkondensatoren
R_1 und R_2 = Telefunkenröhren RE 084.

dürfen. Diese Forderung zu erfüllen, bietet bei Anordnungen mit gemeinsamer Anoden- und Heizbatterie, wie im vorliegenden Falle Schwierigkeiten. Bei wenig verschiedenen Schwingungszahlen der Hochfrequenzkomponenten tritt leicht ein „Mitnehmen" des einen Senders durch den andern auf, weil durch die Batterien galvanische Kopplung zwischen den Generatoren besteht. Die schädliche Kopplung wird durch Überbrücken der Anodenbatterie (Institutsbatterie 184 Volt) durch einen genügend grossen Kondensator (2 MF) eliminiert. So gelingt es, Schwebungen zu erzeugen,

deren Schwingungszahl wenige Hertz beträgt, ohne dass sich Mitnahmeerscheinungen zeigen.

Die Gleichrichtung des Gemisches aus Hoch- und Tonfrequenz erfolgte durch eine Röhre in Richtverstärkerschaltung. Die Richtwirkung kommt dabei dadurch zustande, dass der Arbeitspunkt auf der Röhrenkennlinie in den untern Knick derselben verlegt wird. Dies geschieht durch Anlegen einer günstigen Gittervorspannung.

Wie sich der Richtvorgang im einzelnen abspielt, soll durch untenstehendes Schema näher erläutert werden.

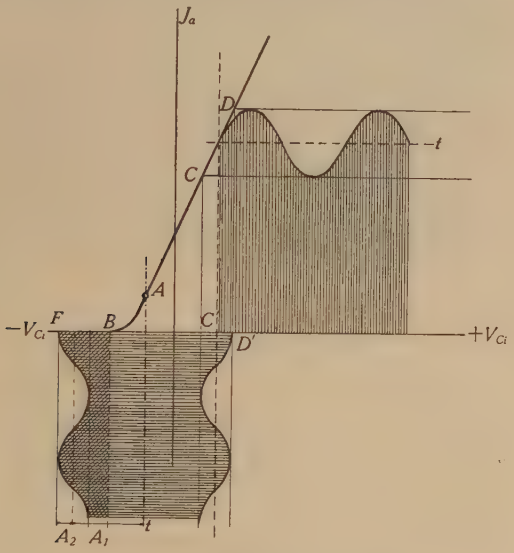


Fig. 10.
Schema zum Richt-Vorgang.

In der Figur ist in gewohnter Weise eine Kennlinie der Gleichrichterröhre aufgezeichnet; der Arbeitspunkt auf ihr liege an der Stelle *A*. Auf der Achse vertikal nach unten gerichtet, ist der zeitliche Verlauf der resultierenden Hochfrequenzspannung am Gitter des Gleichrichters aufgetragen. Die Schraffur soll die Hochfrequenz andeuten. Die Figur zeigt, dass wegen der Wahl ungleich grosser Amplituden der hochfrequenten Komponenten die Modulationstiefe der resultierenden Hochfrequenz nur gering ist. Bei einem Amplitudenverhältnis 5 : 1 beträgt sie maximal 20%. Der Arbeitspunkt auf der Röhrencharakteristik ist nun so gewählt, dass in der Figur die linke Hälfte der niederfrequenten Amplitudenschwankungen in das Gebiet fallen, wo der Anodenstrom durch das negative Gitterpotential bereits gesperrt ist,

nämlich in das Gebiet B—F. Die rechte Hälfte der Amplitudenschwankungen dagegen kommt in den Bereich $C'D'$ zu liegen und wird demgemäss wie ersichtlich linear verstärkt. Das Auftreten von Harmonischen ist deshalb nicht zu befürchten, vorausgesetzt, dass die Strecke C—D auf der Kennlinie als geradlinig gelten darf.

Die Ausgangsspannung des Generators in Abhängigkeit von der Frequenz wurde mit einem Röhrenvoltmeter gemessen und erwies sich als praktisch konstant.

Die Eichung des Gerätes nach Tonfrequenzen erfolgte mit Hilfe des Normalstimmgabelsatzes des Institutes, welcher von König in Paris stammt.

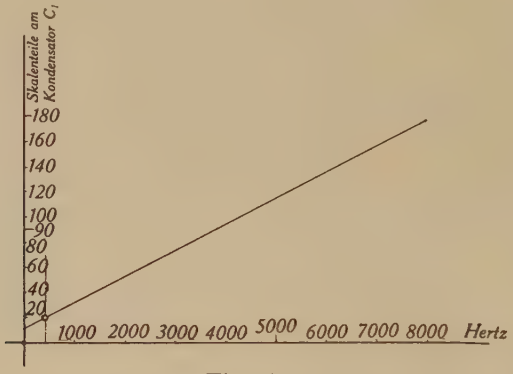


Fig. 11.
Tongenerator. — Eichkurve.

Auf die Konstanz der Betriebsspannungen, insbesondere der Heizspannung muss streng geachtet werden, da die Frequenz sehr stark davon abhängt. Vor Beginn jeder Messung mussten die Röhren des Generators während einer halben Stunde brennen gelassen werden, da erst nach dieser Zeit die Verhältnisse stabil geworden waren. Dann konnte jedesmal ein Punkt der Eichkurve mit einem der Normalien (Stimmgabel) nachgeprüft werden. Diese Kontrolle wurde am Schluss jeder Messung wiederholt.

Der Verstärker.

Die niederfrequenten Ströme waren hinter dem Gleichrichter zum Betrieb von Lautsprechern noch viel zu schwach und bedurften deshalb einer bedeutenden N.F.-Verstärkung. Die Loewe-Mehrfachröhre (dreistufiger Widerstandsverstärker in einem Glaskolben), welche zu den ersten Versuchen diente, lieferte wohl

quantitativ, nicht aber qualitativ brauchbare Resultate. Ein Oszillogramm, welches mit einem Kathodenstrahl-Oszillographen der Western-Electric Co. gewonnen wurde, zeigt, dass die Röhre stark übersteuert war.

$n = 2180$ Hertz

Fig. 12.
Strom-Spannungsdiagramm der Loewe-Röhre.

Im Institut fand sich kein Verstärker, welcher den gewünschten Anforderungen entsprach, so dass ich selbst einen solchen zusammenstellen musste.

Die prinzipielle Schaltung ist in untenstehendem Schema gezeigt:

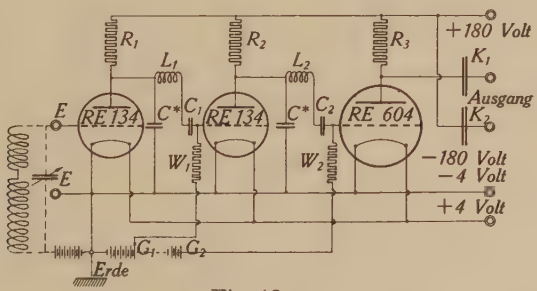


Fig. 13.
Schaltung des Verstärkers.

E = Eingang
$R_1 R_2$ = Anodenwiderstände je 50,000 Ohm
R_3 = Anodenwiderstand 1500 Ohm
$W_1 W_2$ = Gitterwiderstände je 100,000 Ohm
$C_1 C_2$ = Kopplungskondensatoren je 1 MF.
$L_1 L_2$ = Drosselspulen für Hochfrequenz.
$K_1 K_2$ = Ausgangskondensatoren je 4 MF.
$G_1 G_2$ = Gittervorspannungen 10 und 15 Volt.

Das Gerät erfüllt neben der Verstärkung noch die Aufgabe, die hinter dem Gleichrichter immer noch vorhandenen hochfrequenten Ströme von den niederfrequenten zu trennen. Diese Spaltung wird mit Hilfe zweier Siebketten, bestehend aus je 2 Kondensatoren von ca. 200 cm Kapazität und einer eisenfreien Selbstinduktionsspule von etwa 200 Windungen erreicht. Tat-

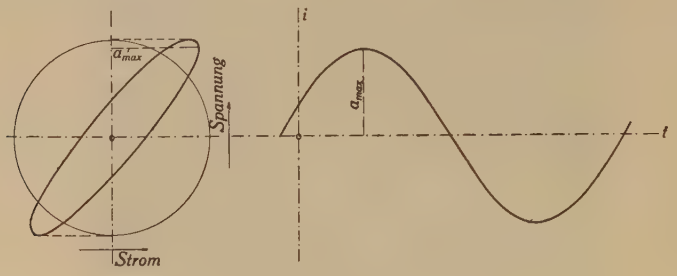


Fig. 14.
Stromkurve für Tongenerator.

sächlich liessen sich dann hinter dem Verstärker keine hochfrequenten Ströme mehr nachweisen.

Bei der Betrachtung des Schaltschemas fallen besonders die grossen Kopplungskondensatoren und die verhältnismässig kleinen

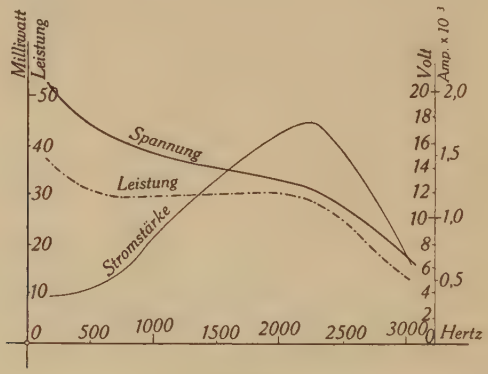


Fig. 15.

Anoden- und Gitterwiderstände auf. Der Verstärkungsgrad des Gerätes wird dadurch etwas herabgesetzt, ein kleiner Nachteil, der aber durch die Verbesserung der Frequenzcharakteristik reichlich aufgewogen wird. Der Verstärker ist überhaupt absichtlich überdimensioniert worden, um der Gefahr einer eventuellen Übersteuerung desselben aus dem Wege zu gehen.

Im Gegensatz zu den meisten derartigen Apparaten des Handels, erfolgt der Ausgang nicht über einer Eisendrossel oder

über einen Transformator, sondern über 2 Blockkondensatoren von je 4 MF; in der ganzen Apparatur wurden prinzipiell Spulen mit Eisenkern vermieden.

Fig. 14 zeigt die Kurvenform des Stromes hinter dem Verstärker und zwar für eine Frequenz von 440 Hertz.

Diese Kurve ergab sich durch Auswertung der zugehörigen Aufnahme, welche wieder mit dem erwähnten Oszillographen gewonnen wurde.

In einer weiteren Figur betrachten wir die Leistungskurve des Gerätes. Im vorliegenden Fall wurde die Apparatur mit einem induktionsfreien Widerstand belastet und die Effektivwerte der Stromstärke und der Spannung bestimmt.

Der Wechselspannungsmesser.

Zur Berechnung der von einem Lautsprecher aufgenommenen Leistung bedürfen wir dreier Daten. Es sind dies die Effektivwerte von Stromstärke und Spannung, sowie die Phasenverschiebung zwischen den letzteren, welche nach der bekannten Dreivoltmetermethode ermittelt wurde. Die Messung der hierzu nötigen drei Teilspannungen bot im Anfang Schwierigkeiten, weil kein geeignetes Messinstrument vorhanden war. Alle im Handel befindlichen Instrumente fielen wegen zu grossem Eigenverbrauch an Energie ausser Betracht.

Das Röhrenvoltmeter, welches nahezu statisch misst, liess sich auch nicht gebrauchen, weil sich sein Messbereich (ohne Verwendung eines Spannungsteilers) als zu klein erwies und weil es nicht möglich war, die Anordnung während mehreren Stunden so konstant zu halten, wie das bei den vorliegenden Messungen gefordert werden musste.

Versuche, ein Thomson'sches Quadrantenelektrometer in idiostatischer Schaltung zu verwenden, scheiterten an der ungenügenden Isolation der Ausgangskondensatoren des Verstärkers.

Schliesslich wurde aus einem Trockengleichrichter mit Kupferoxyd-Sperrschicht und einem empfindlichen Drehspulgalvanometer (Siemens & Halske) ein Voltmeter zusammengestellt. Infolge der hohen Empfindlichkeit des Galvanometers (10^{-9} Amp.) konnte der Vorschaltwiderstand sehr gross gewählt werden, ein Umstand, der zwei wesentliche Vorteile bietet. Erstens wird der *Eigenverbrauch* des Instrumentes stark herabgesetzt und zweitens wird die bei Trockengleichrichtern immer vorhandene *Frequenzabhängigkeit* günstig beeinflusst. Der Vorschaltwiderstand betrug

$4 \cdot 10^6$ Ohm, und zwar wurden je $2 \cdot 10^6$ Ohm auf beide Zuführungsleitungen zum Gleichrichter symmetrisch verteilt. Dies verhütete die einseitige Aufladung des Gleichrichterelementes, welches wir als Kondensator mit Ohm'schem Nebenschluss betrachten müssen.

Aus der Grösse des Vorschaltwiderstandes ergibt sich ein Eigenverbrauch des Gerätes von $2{,}5 \cdot 10^{-6}$ Amp. pro Volt, was etwa einem Promille des durch den Lautsprecher fliessenden Stromes entspricht.

Es fragte sich nun zunächst, ob diese Anordnung mit Wechselspannung von 50 Hertz geeicht werden, und diese Eichung für das gesamte Tonfrequenzgebiet als massgebend gelten dürfe. Die Antwort auf diese Frage fand sich in den Arbeiten von E. Hormann[21]) und W. Wolmann und H. Kaden[22]). Aus ihren Ausführungen, welche den Frequenzgang von Messinstrumenten mit Trockengleichrichtern für Mittelfrequenz behandeln, geht hervor, dass die Eichung mit 50-periodiger Wechselspannung bei der hier verwendeten Schaltung ohne Bedenken auf das vorliegende Frequenzintervall übertragen werden darf. Trotzdem wurde zur Kontrolle eine mit 50-periodigem Wechselstrom gewonnene Eichkurve mit einer solchen verglichen, welcher Tonfrequenzspannungen von 372 Hertz zugrunde lagen.

Dabei ist es natürlich notwendig, dass die verwendeten Eichströme sinusförmigen Verlauf zeigen, wie die später zu messenden. Beim städtischen Wechselstrom ist diese Forderung weitgehend erfüllt, die Mittelfrequenzstromquelle dagegen wurde diesbezüglich noch mit Hilfe eines Kathodenstrahloszillographen untersucht. Es zeigte sich, dass neben dem Grundton besonders noch die fünfte Harmonische auftrat, und zwar um ca. 12^0 gegenüber der Grundschwingung phasenverschoben. Das Intensitätsverhältnis von Grund- und fünfter Oberschwingung (welche auch akustisch nachgewiesen wurde) war etwa 10 : 1. Ausschlaggebend für die Verwendbarkeit der Eichströme ist wie E. Hormann (l. c.) gezeigt hat, nicht allein ihr zeitlicher Verlauf, sondern die Quadratur der Kurve, welche im vorliegenden Falle sehr angenähert mit derjenigen der Sinuskurve gleicher Amplitude zusammenfällt. Tatsächlich zeigten auch die Eichungen mit den beiden Stromquellen verschiedener Frequenz keine nachweisbaren Abweichungen.

Zur Eichung wurden die nötigen Wechselspannungen über entsprechenden Teilstücken eines als Messdraht ausgebildeten, induktionsfreien Widerstandes abgegriffen. Der durch den Mess-

draht fliessende Strom konnte an einem zuverlässigen Hitzdrahtinstrument abgelesen werden.

Die Konstanz des beschriebenen Wechselspannungsmessers ist leider nicht in allen Fällen genügend. Die auftretenden Abweichungen zeigten sich glücklicherweise nicht spontan wie z. B. bei Detektorvoltmetern mit Kontaktdetektoren, vielmehr beobachtete ich langsame Empfindlichkeitsschwankungen im Verlaufe mehrerer Tage. In meine Apparatur wurde deshalb eine Eichvorrichtung eingebaut, welche gestattete, am Anfang jeder Messreihe eine neue Eichkurve abzunehmen, welche dann bei der Auswertung der gewonnenen Resultate als Grundlage diente.

Um Störungen photoelektrischer Natur zu eliminieren, wurde der Gleichrichter in das Dunkel eines mit Watte ausgepolsterten Behälters gebracht.

Die Rayleigh'sche Scheibe.

Eines der zuverlässigsten Instrumente zur Messung von Schallintensitäten ist die Rayleigh'sche Scheibe. Sie gehört in die Klasse der sogen. Geschwindigkeitsempfänger, weil sie auf die Geschwindigkeitsänderungen der Mediumteilchen im Schallfeld anspricht.

Der Aufbau der Rayleigh'schen Scheibe ist denkbar einfach. Ein kleines kreisrundes Scheibchen (im vorliegenden Falle ein kleines Galvanometerspiegelchen) ist an einem dünnen Quarzfaden oder Wollastondraht drehbar aufgehängt. Wird ein sölches Scheibchen in ein Schallfeld gebracht, so zeigt es das Bestreben, sich senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Schalles zu stellen. Das Drehmoment, das die Scheibe unter Einfluss des Schalles erfährt, ist ein Mass für die Grösse der Geschwindigkeitsamplitude des Schalles am Orte der Scheibe. In der Praxis wird meistens statt der Geschwindigkeitsamplitude die Druckamplitude in „Bar" (Dyn/cm²) angegeben. Die gegenseitige Beziehung von Druckamplitude und Geschwindigkeitsamplitude folgt aus der Gleichung:

$$P_{\text{eff}} = \varrho \cdot c \cdot J_{\text{eff}} \qquad (20)$$

wobei

ϱ = die Dichte des Mediums
c = die Schallgeschwindigkeit
P = Druckamplitude
J = Geschwindigkeitsamplitude

bedeuten.

Die theoretischen Grundlagen der Rayleigh'schen Scheibe wurden von W. König[23]) erweitert. In der Literatur begegnen wir zahlreichen Arbeiten über diesen Gegenstand (siehe Literatur-

verzeichnis 24—27), so dass es überflüssig erscheint, näher auf Einzelheiten einzutreten.

Die Konstruktionsdaten der von uns verwendeten Scheibe sind die folgenden. An einem dünnen Quarzfaden von 45 cm Länge hängt ein kleiner Galvanometerspiegel von 0,02 cm Dicke und 0,25 cm Radius. Sein Gewicht beträgt 10,35 Milligramm.

Da einerseits das Schallfeld durch die Scheibe möglichst wenig gestört werden sollte, sie aber andererseits nicht frei aufgehängt werden konnte, weil die stets vorhandenen Luftströmungen dann das Messen verunmöglichten, wurde die ganze Vorrichtung in einen grossen Kasten eingebaut, der zur Unterdrückung von stehenden Schallwellen etwa 5 cm dick mit Packwatte ausgeschlagen war.

Die zu untersuchenden Lautsprecher wurden stets in einer Entfernung von etwa 30 cm in axialer Richtung von der Scheibe aufgestellt.

Wir wollen nun anhand der Daten der Scheibe die Eichkurve des Schalldruckmessers direkt berechnen. Dazu bedürfen wir noch zweier Grössen, der Schwingungsdauer des gedämpft schwingenden Systems und des logarithmischen Dämpfungsdekrementes.

Der Gang der Rechnung ist kurz folgender: Zunächst berechnen wir das *Trägheitsmoment* der Scheibe nach der Gleichung:

$$K = m\left(\frac{d^2}{12} + \frac{R^2}{4}\right) \tag{21}$$

m = Masse
d = Dicke in cm
R = Radius in cm

$$\underline{K = 1{,}621 \cdot 10^{-4} \ [\mathrm{gr/cm^2}]}.$$

Die Schwingungsdauer des Systems wurde zu $T = 9{,}2$ Sekunden gefunden. Das logarithmische Dämpfungsdekrement betrug

$$\vartheta = \text{lognat.}\ A_1/A_2 = 0{,}33.$$

Aus diesen Daten und dem Trägheitsmoment berechnen wir die *Direktionskraft* des gedämpft schwingenden Systems nach der Gleichung:

$$D = 4\frac{\pi^2}{T^2}\left(\frac{\vartheta^2}{\pi^2} + 1\right) \cdot K \tag{22}$$

zu:

$$\underline{D = 7{,}62 \cdot 10^{-5}\,[\mathrm{gr/cm^2/sec^{-2}}]}.$$

Die effektive Druckamplitude ist dann nach König (l. c.)

$$P_{\text{eff}} = \frac{c}{2}\sqrt{\frac{3\,\varrho \cdot D}{R^3 \cdot \sin(2\varphi) \cdot 57{,}3}} \cdot \sqrt{\alpha}\ \text{Dyn/cm}^2. \qquad (23)$$

Worin c die Schallgeschwindigkeit, ϱ die Dichte der Luft, R der Radius der Scheibe, α den Drehwinkel bedeuten. Ferner bedeutet φ den Winkel zwischen der Scheibennormalen und der Fortpflanzungsrichtung des Schalles.

Hieraus

$$\underline{P_{\text{eff}} = 9{,}75 \cdot \sqrt{\alpha}\ \text{Dyn/cm}^2.}$$

Für einen Skalenabstand von 4000 mm ergibt sich ein Reduktionsfaktor von

$$Z = \sqrt{\frac{\alpha}{2A}} = \sqrt{\frac{57{,}3}{8000}} = 8{,}45 \cdot 10^{-2}$$

so dass die Empfindlichkeit der Scheibe pro Skalenteil s wird:

$$\underline{P_{\text{eff}} = 0{,}82 \cdot \sqrt{s_{\text{mm}}}\ \text{Dyn/cm}^2.}$$

Im Nenner der Gleichung (23) steht der Sinus des doppelten Winkels zwischen Fortpflanzungsrichtung des Schalles und der Scheibennormalen. Das Gerät ist also am empfindlichsten, wenn die Scheibe unter 45° zur Schallstrahlung steht. Diese optimale Stellung wurde experimentell ermittelt. Dazu wurde die Scheibe in ein Schallfeld von konstanter Frequenz und Energie gesetzt und dann so lange gedreht, bis der maximale Ausschlag auftrat.

Die Rayleigh'sche Scheibe ist ein *absolutes* Schallmessgerät, ihre Empfindlichkeit ist von der Frequenz des auffallenden Schalles unabhängig, solange dessen Phasenlänge $\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)$ nicht mit den Dimensionen der Scheibe vergleichbar wird. Bei unserem Scheibenradius ist dies erst bei Frequenzen von über 10,000 Hertz der Fall.

Den Schluss dieses Abschnittes bilde eine Anregung, wie Schalldrucke nach einer andern Methode gemessen werden können.

Es ist bekannt, dass enge *Düsen* in einem Schallfeld eine gleichrichtende Wirkung auf die harmonische Bewegung der Mediumteilchen ausüben, so dass eine Gleichdruckkomponente entsteht. Eine Düse, hinter welcher ein Pitot-Rohr gesetzt wurde, gestattet die Messung von Druckdifferenzen, die zweifellos ein Mass für die Intensität des auf die Düse auffallenden Schalles darstellen. Die Verhältnisse liegen jedoch recht kompliziert und bedürfen noch sorgfältigerer Bearbeitung. Trotzdem seien hier

einige interessante Versuchsergebnisse, welche mit Düse und Pitot-Rohr gewonnen wurden, mitgeteilt. Auf eine Diskussion der untenstehenden Kurven treten wir vorläufig nicht ein.

Die erste Kurve zeigt den Druck als Funktion des Abstandes der Düse vom Schallstrahler (einer Telephonmembran) bei konstantem Ton. Die zweite Kurve stellt den Druck in Abhängigkeit von der Frequenz des auf die Düse fallenden Schalles dar.

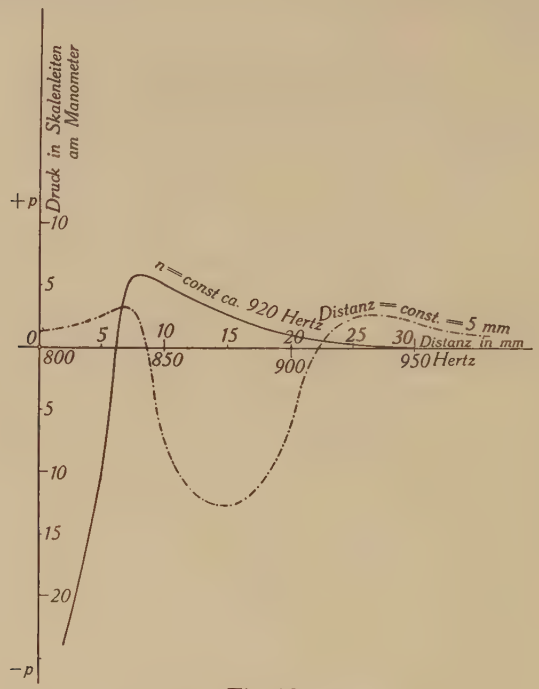


Fig. 16.
Druckkurven mit Pitot-Rohr.

Die Distanz der Düse vom Strahler blieb bei diesem Versuch konstant.

Messungen in dieser Richtung sind übrigens schon von H. Sell[28]) ausgeführt worden.

Methodik der Messung.

Zunächst soll die ganze experimentelle Anordnung anhand einer schematischen Figur erläutert werden. Darin sind alle prinzipiell nebensächlichen Schaltelemente, wie Kontrollinstrumente und Eichvorrichtungen weggelassen.

Die Apparatur gestattet die gleichzeitige Messung des Schalldruckes in festem Aufpunkt und der elektrischen Leistung, welche dem zu untersuchenden Lautsprecher aufgeprägt wird.

Eine Photographie, Fig. 18, zeigt den Raum, in welchem die Messungen ausgeführt wurden. Wände und Decke desselben sind zur Abdämpfung äusseren Schalles und hauptsächlich zur Unterdrückung stehender Schallwellen mit Stoffmatten bekleidet.

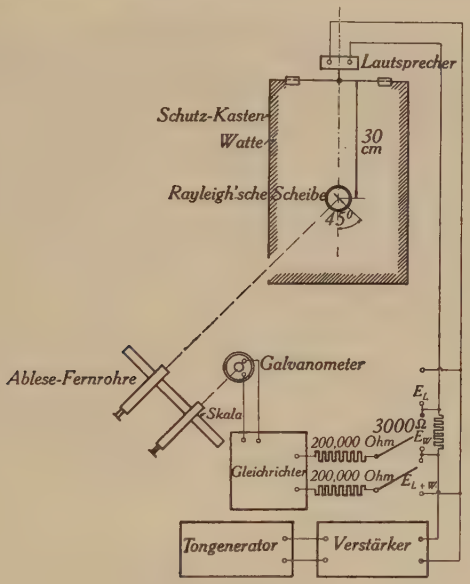


Fig. 17.
Disposition.

Der Gang der Messung selbst ist kurz folgender: Nach dem Einschalten des Tongenerators und des Verstärkers wurde gewartet, bis stabile Verhältnisse eingetreten waren, was in ungefähr einer halben Stunde der Fall war. In dieser Zeit wurde der Wechselspannungsmesser nach der früher beschriebenen Methode geeicht. Nun konnte die Eichung des Tongenerators kontrolliert und nach diesen Vorarbeiten die eigentliche Messung begonnen werden. Der Hauptmessung ging jedesmal eine orientierende Untersuchung voraus, welche den ungefähren Verlauf der Frequenzcharakteristik lieferte. Bei der definitiven Messung, welche mehrere Stunden dauerte, wurde immer zuerst der Schalldruck für eine bestimmte Frequenz gemessen. Hiezu konnten nun die zugehörigen elektrischen Daten, Spannung über dem Lautsprecher, Strom durch denselben und Phasenverschiebung zwischen den letzteren Grössen bestimmt werden.

Resultate.

In der vorliegenden Arbeit soll im allgemeinen der Zusammenhang zwischen der einem Schallsender zugeführten elektrischen und der von ihm abgestrahlten akustischen Energie untersucht werden.

Im besonderen interessiert uns das Verhalten von Strom-

Fig. 18.

a = Rayleigh'sche Scheibe.
b = Schutzkasten zur Rayleigh'schen Scheibe.
c = Zuleitung zum Lautsprecher.
d = Drehspulengalvanometer zum Wechselspannungsmesser.
e = Verstärker.
f = Tongenerator.
g = Ablese-Fernrohre.
h = Schutzgehäuse zum Trockengleichrichter.

stärke, Spannung und Phasenverschiebung zwischen den letzteren, bei mechanisch-akustischen Eigenfrequenzen des Schallsenders.

Die Eigenfrequenzen aller Lautsprecher sind nicht allein durch die Resonanzlagen des Strahlers, sondern auch durch diejenigen des Antriebsystems bedingt. Die Kurven, welche die

Resultate der Untersuchung eines früher beschriebenen Creed-Antriebsystems ohne Schallantenne darstellen, zeigen deutlich zwei ausgeprägte Resonanzstellen.

Der Frequenzgang der elektrischen Wechselspannung über dem Antriebsystem ist in der Hauptsache bestimmt durch die Grösse der schwingenden Masse (Anker und Hebelübertragung) und durch die Wahl der elastischen Gegenkräfte. Vergrössert man die Masse, was eine Erhöhung der Dämpfung des Systems mit sich bringt, so gelingt es oft, Eigenfrequenzen derselben zu unterdrücken. Beispielsweise konnte dies durch ein an der An-

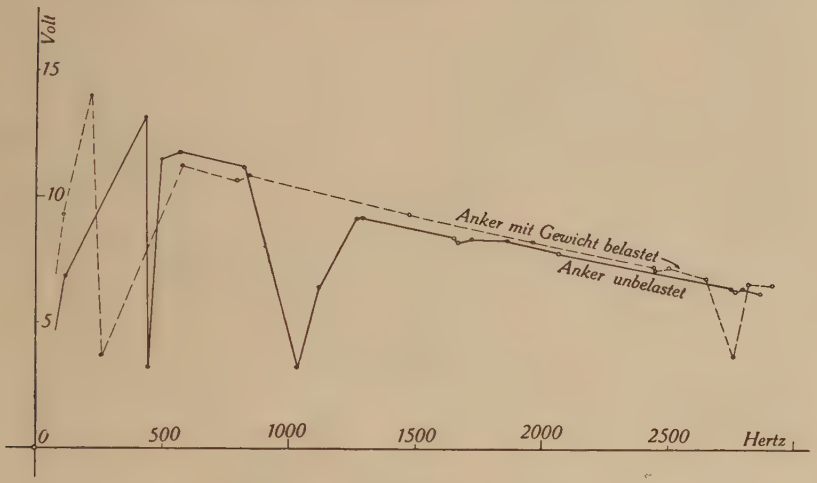


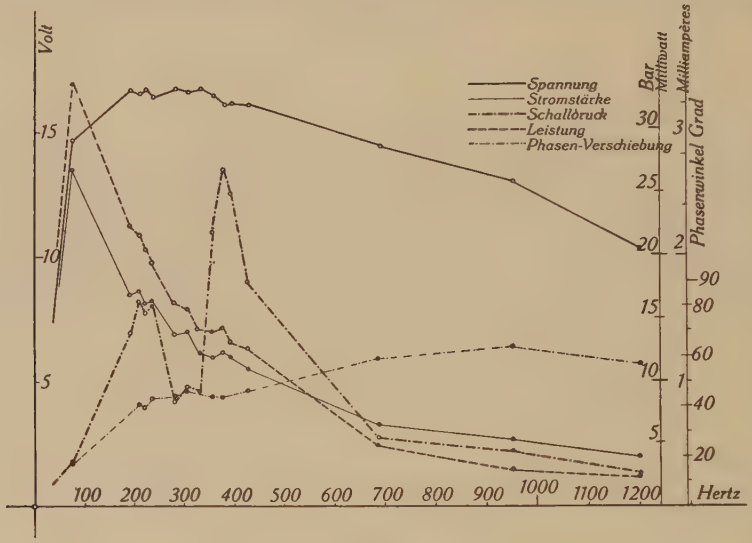
Fig. 19.
Spannungen über „Blaupunkt"-System, ohne Schallantenne.

triebsstange am Anker befestigtes Gewicht von ca. 50 Gramm erreicht werden, wie die gestrichelte Kurve erkennen lässt.

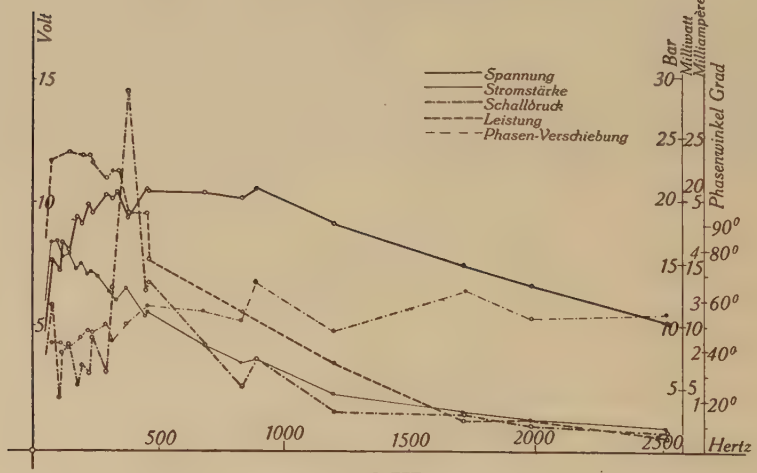
Im folgenden seien die Kurven einiger Schallsender näher beschrieben. In jeder Serie ist die Frequenzabhängigkeit von Spannung, Stromstärke, aufgenommener Leistung, Phasenwinkel und Schalldruck dargestellt. Tafel II zeigt die Resultate, welche an einem alten Pathé-Lautsprecher französischer Herkunft gewonnen wurden. Dieser Schallsender hat als Strahler eine konische Papiermembran, welche von einer, über den mit Spulen versehenen Polschuhen eines permanenten Magneten schwingenden Eisenzunge angetrieben wird. Bei dieser Konstruktion sind die Stromstärke- und Spannungsschwankungen wenig ausgeprägt.

Als Vertreter der modernen, im Handel befindlichen elektromagnetischen Lautsprecher (Kurventafeln III, IV, V und VI), wurden solche verschiedener Firmen untersucht, welche alle mit Aus-

nahme des elektro-magnetischen „Wufa-Lautsprechers“ als fertig eingebaute Apparate vorlagen. Der letztere wurde als Chassis mit und ohne Schallschirm ausgemessen. Aus den zugehörigen



Tafel II.
Pathé-Lautsprecher.



Tafel III.
Telefunken-Lautsprecher.

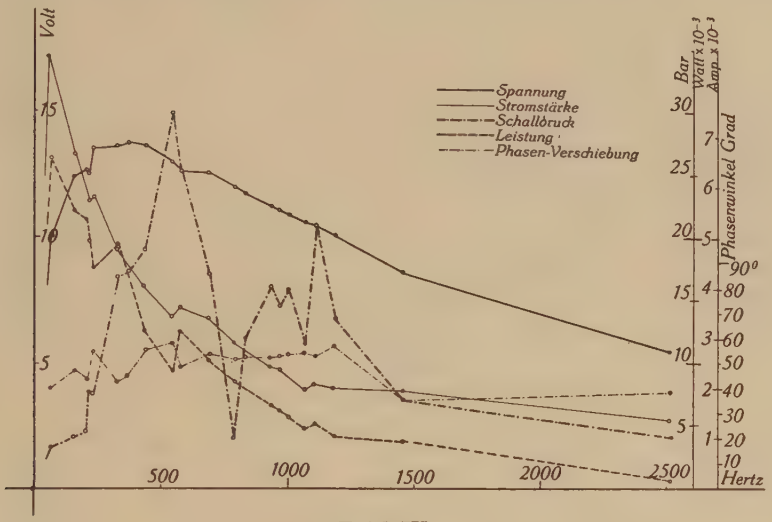
Kurven (Tafeln V und VI) sehen wir ausser dem Verlauf der elektrischen Grössen deutlich die Wirkung des Schallschirmes.

Bei all diesen letzterwähnten Lautsprechern wurde die akusti-

sche Energie durch am Rande lose eingespannte Konusmembranen abgestrahlt. Als Antrieb diente in allen Fällen ein System vom eingangs beschriebenen Creed-Typus.

Sehr bezeichnend sind die an einem Lautsprecher, bestehend aus 4-poligem Antriebsystem und Celluloidmembran gemessenen Kurven (Tafel VII).

In Tafel VII sind alle Werte mit Ausnahme des Phasenwinkels und des Wirkungsgrades, entsprechend der in der modernen



Tafel IV.
Loewe-Lautsprecher.

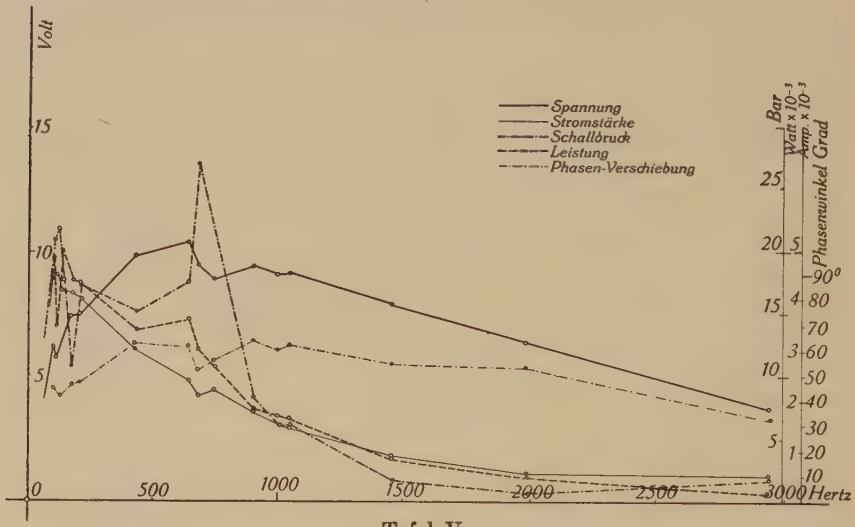
Telephontechnik üblichen Darstellungsweise, in *Übertragungseinheiten* aufgetragen. Die Übertragungseinheiten werden wie folgt definiert: Sei A eine Stromstärke, eine Spannung, eine Leistung oder ein Schalldruck, kurz ein Wert, der bei bestimmter Versuchsfrequenz gemessen worden ist, sei A_0 der bei der Normalfrequenz n_0 gemessen entsprechende Wert, so bezeichnet man in der Nachrichtentechnik den Ausdruck:

$$10 \cdot \log_{10} \frac{A}{A_0}$$

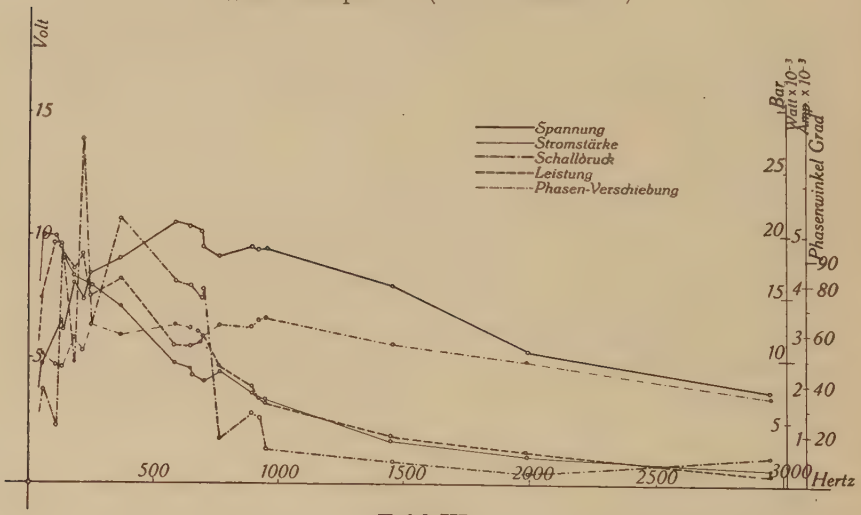
als p Übertragungseinheiten oder Dezibel. Hier wurde die Normalfrequenz n_0 bei 1000 Hertz gewählt. (Literatur, vgl. die Nummern 30 bis 35).

Eine Kurve, welche das Verhältnis der akustisch abgestrahlten zur elektrisch aufgenommenen Energie, also den Wirkungsgrad des

Apparates als Funktion der Frequenz wiedergibt, tritt neu hinzu. Zur Berechnung der akustisch abgegebenen Energie müsste man die Strahlungscharakteristik des Lautsprechers kennen; sie wurde



Tafel V.
Wufa-Lautsprecher (ohne Schallschirm).



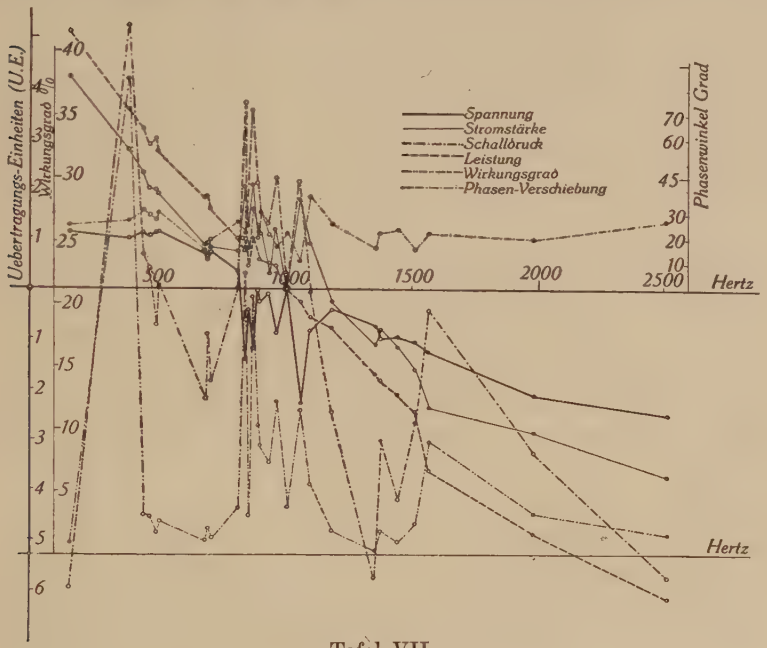
Tafel VI.
Wufa-Lautsprecher (mit Schallschirm).

hier näherungsweise von der Form eines Zylinders mit der Membran ($r = 7{,}5$ cm) als Grundfläche angenommen. Die exakte Bestimmung des Wirkungsgrades ist bedeutend schwieriger (vgl.

Literaturverzeichnis 29). Für den hier angenommenen Fall ist die akustische Leistung gegeben durch:

$$\mathcal{L}_{ak} = \frac{P_{eff}^2}{\varrho \cdot c} \cdot R^2 \pi. \qquad (24)$$

Darin bedeuten P_{eff} den in festem Aufpunkt gemessenen Schalldruck (wenn die Schall-Isobaren als parallel zur Membran stehende Ebenen angenommen werden), ϱ die Dichte der Luft bei 18°



Tafel VII.
Lautsprecher mit Celluloid-Membran.

Celsius, c die Schallgeschwindigkeit bei derselben Temperatur und R den Radius des Zylinders, welcher die Strahlungscharakteristik darstellen soll. Der Faktor zwei zeigt, dass die Membran nach vorn und hinten gleich viel Schall aussenden soll.

Häufig findet man bei den Lautsprechern des Handels den Spulen parallel geschaltete Kondensatoren mit ca. 10,000 cm Kapazität, welche das bei Übersteuerung des Verstärkers auftretende Klirren verhindern sollen. Bei der Beurteilung von Schallsendern nach der hier beschriebenen Methode ist es empfehlenswert, solche Kapazitäten abzuschalten, wenn sie auch den Befund nur in den Fällen beeinträchtigen, bei denen die Eigen-

frequenz des aus den Spulen und dem Kondensator gebildeten Schwingungskreises in den zu untersuchenden Tonbereich fällt.

Alle Kurven der Tafeln II—VII lassen erkennen, dass eine Beurteilung von Lautsprechern zum grössten Teil aus rein elektrischen Messungen möglich ist. Solche Messungen sind aber bedeutend leichter und mit wesentlich einfacheren Mitteln ausführbar als akustische.

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit wird eine Methode beschrieben, die den elektrisch-akustischen Umsatz bei Lautsprechern zu untersuchen gestattet.

Dazu wurden vom Verfasser folgende Apparate entwickelt und konstruiert:

a) Ein Schwebungstongenerator,
b) Ein spezieller Niederfrequenzverstärker zum Tongenerator,
c) Ein Wechselspannungsmesser von geringem Eigenverbrauch,
d) Eine empfindliche Rayleigh'sche Scheibe.

Um zu beweisen, dass die von einem Lautsprecher aufgenommene elektrische Energie sowohl vom antreibenden System, vom damit gekoppelten Strahler, wie auch von der akustisch abgestrahlten Energie abhängig ist, wurden folgende Versuche angestellt:

a) Untersuchung eines Schwingers (Antriebsystem des Handels) ohne Strahler.
b) Versuche mit minimal strahlender Schallantenne mit ausgeprägten Eigenfrequenzen (Saiten-Versuche).
c) Messungen zur Beurteilung der Änderung der elektrischen Grössen durch Variation der Abstrahlungsbedingungen der akustischen Energie mit Hilfe von Resonatoren (Resonatorversuche).

Schliesslich werden verschiedene Lautsprecher des Handels mit der beschriebenen Apparatur untersucht.

Die gegenwärtigen Untersuchungen wurden unter Leitung von Herrn Prof. Dr. H. Zickendraht im physikalischen Institut der Universität Basel ausgeführt. Meinem hochverehrten Lehrer danke ich von Herzen für die mannigfachen Anregungen und für sein förderndes Interesse am Fortgang der Arbeit. Zu grossem Dank bin ich ferner dem Institutsvorsteher, Herrn Prof. Dr. A. Hagenbach für die freundliche Überlassung der Institutsmittel verpflichtet.

Literatur-Verzeichnis.

[1]) E. F. F. Chladni, Die Akustik 1902.
[2]) J. M. O. Strutt, Experimental Wireless, März 1931.
[3]) H. Bencke, Zeitschr. f. techn. Physik **13**, 481, 1932.
[4]) F. A. Schulze, Ann. d. Physik **24**, 785, 1907.
[5]) H. Carrington, Phil. Mag. **50**, 1261, 1925.
[6]) P. Debye, Ann. d. Physik, **25**, 819, 1908.
[7]) G. Franke, Ann. d. Physik, **2**, 649, 1929.
[8]) H. Poincaré, L'éclairage électrique Bd. **50**, 221, 1907.
[9]) Handbuch d. Physik, H. Geiger und K. Scheel (Berlin, Springer 1927).
[10]) H. Mönch, Mikrophon und Telephon (Meusser, Berlin 1925).
[11]) W. Hahnemann und H. Hecht, Physik. Zeitschr. **20**, 104, 1919.
[12]) H. Carsten, Zeitschr. f. techn. Physik, **2**, 312, 1921.
[13]) H. Lichte, Zeitschr. f. techn. Physik, **2**, 12, 1921.
[14]) M. C. Lachlan und C. A. W. Sowter, Phil. Mag. **2**, 1, 1931.
[15]) F. Melde, Poggn. Ann. d. Physik **111**, 1860.
[16]) E. Meyer und G. Buchmann, E. N. T. **7**, 147, 1930.
[17]) G. Lubszinsky, Telefunkenzeitung Nr. 44, 57, 1926.
[18]) H. L. Kirke, Experimental Wireless **4**, 67, 1927.
[19]) M. v. Ardenne, Verstärkermesstechnik (Berlin, Springer) 29.
[20]) E. Waetzmann, Physikal. Zeitschr. **18**, 563, 1917.
[21]) E. Hormann, Zeitschr. f. techn. Physik **12**, 222, 1931.
[22]) W. Wolman und H. Kaden, Zeitschr. f. techn. Physik, **12**, 470, 1931.
[23]) W. König, Wiedemanns Ann. d. Physik, **43**, 51, 1891.
[24]) Lord Rayleigh, Phil. Mag. **14**, 168, 1882.
[25]) E. Meyer, E. N. T. **3**, 290, 1926.
[26]) W. Zernow, Ann. d. Physik, **25**, 79, 1908.
[27]) E. J. Barnes und W. West, Journ. of the Inst. of El. Eng. **65**, 871, 1927.
[28]) H. Sell, Zeitschr. f. techn. Physik **8**, 222, 1927.
[29]) W. Heimann, E. N. T. **9**, 302, 1932.
[30]) F. Breisig, Theoretische Telegraphie (Vieweg, 1924).
[31]) F. Breisig, Electrician **94**, 1925, 454.
[32]) E. K. Sandeman: Electrical Communication **7**, 1928, 32.
[33]) B. B. C. Handbook 1929, pg. 424, 455.
[34]) The Bell System Techn. Journal **8**, 1929, 1.
[35]) Vorläufige Publikationen der vorliegenden Arbeit sind erschienen in den Helv. Phys. Acta **4**, 359, 1931 und Helv. Phys. Acta **5**, 312, 1932.

E. N. T. = Elektrische Nachrichten Technik.

Curriculum vitae.

Ich, Werner Lehmann, wurde am 8. Februar 1903 als Sohn des Jakob Lehmann, Baumeister, und seiner Gattin Julia geb. Hofer in Utzenstorf (Kt. Bern) geboren, wo meine Eltern noch heute leben.

In Utzenstorf besuchte ich die Primar- und Sekundarschule, dann vom Frühjahr 1918 an die Realabteilung des Gymnasiums in Burgdorf, wo ich im Herbst 1922 die Maturitätsprüfung bestand.

Vom W.-S. 1922/23 bis zum W.-S. 1925 studierte ich an der Abteilung für Elektrotechnik an der Eidg. Technischen Hochschule in Zürich und seit dem W.-S. 1925 an der Universität Basel, Physik, Theoretische Physik, Physikalische Chemie und Mathematik.

In Basel besuchte ich die Vorlesungen und Praktika der folgenden Dozenten:

A. L. Bernoulli, A. Hagenbach, W. Matthies, H. Mohrmann, A. Ostrowski, M. Wehrli und H. Zickendraht.

In Zürich:

P. Debye, E. Dünner, F. Prasil, M. Grossmann, H. Gugler, A. Hirsch, K. Kuhlmann, E. Meissner, A. Stodola, R. ten Bosch, E. Weyl, K. Wiesinger, W. Wille, A. Wyssling.

Seit dem Frühjahr 1931 bin ich Assistent an der Abteilung für angewandte Physik der Physikalischen Anstalt.

Die vorliegende Arbeit begann ich auf Anregung von Herrn Prof. Dr. H. Zickendraht im S.-S. 1928. Allen meinen hochverehrten Lehrern, insbesondere den Herren Prof. Dr. H. Zickendraht und Prof. Dr. A. Hagenbach bin ich für ihre mannigfachen Belehrungen zu grösstem Dank verpflichtet.